



TITLE:

風と強い結合にある水の波としての の風波:実験事実からのアプローチ (液体中の非線形波動の数理的側面)

AUTHOR(S):

鳥羽, 良明

CITATION:

鳥羽, 良明. 風と強い結合にある水の波としての風波:実験事実からのアプローチ(液体中の非線形波動の数理的側面). 数理解析研究所講究録 1991, 740: 255-268

ISSUE DATE:

1991-01

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/102094>

RIGHT:

風と強い結合にある水の波としての風波

——実験事実からのアプローチ——

東北大理 鳥羽良明 (Yoshiaki Toba)

1. はじめに

私達のグループの研究上の手法は、いろいろな実験（観測）事実をもとに、現象の本質的と思われることを可能なかぎり抽象するといったアプローチである。この結果今日までに私達が到達した風波の概念は、“風と強い結合にある水の波”ということである。

まず、風洞水槽における風波現象について、特に可視化を含めて、実験室でやってきたことの紹介をしながら、理論家の方々に興味あると思われる事実をいくつか紹介し、次に、ごく最近私達が見つけたと考えている、風と、風の応力と、風波の場との強い結合によると思われる、これらの連動した変動現象（fluctuating roughnessと名付けた）の観測事実と概念¹⁾について紹介する。

講演では多くのスライドを用いたがここには省略するので、

興味ある方は文献（2～7）を参照されたい。

2. 風波の発生・発達過程における興味深い実験事実の例

(i) 風波のスペクトル・ピークの離散的構造

空気と水との2層粘性せん断流の境界における不安定現象として、静止水面に規則正しい初期波（最小位相速度の波ではないがそれに近い波）が現れてから数秒の程度で、水面下にも3次元乱れが発生して、初期波は不規則な風波に移行する⁸⁾。図1は、Kawai⁸⁾の論文から、そのあたりのスペクトルの時間的变化を示している。この例では、風の吹き始めから11秒程度まで14.5 Hzの初期波が発達している。ところが、その後スペクトルのピークは連続的に左上に移行するのではなく、次は8 Hz程度のピークが発達し、次は不連続的に4 Hz余の位置にピークが移っているのがわかる。

このような、風波のスペクトルの離散的なピークの構造は、風波の空間的発達にも存在する。図2はHatori⁹⁾の論文の図で、吹走距離6～8 m程度の間の風波の発達であり、図3はその多重モード構造を持つスペクトルピークの移り変わりを模式的に示している。この離散的なピークの波は、図3にも示されているように、水の波の共鳴条件を満たすが、 Δf は、現実には5-7個の波群からの1波の欠落に対応している。

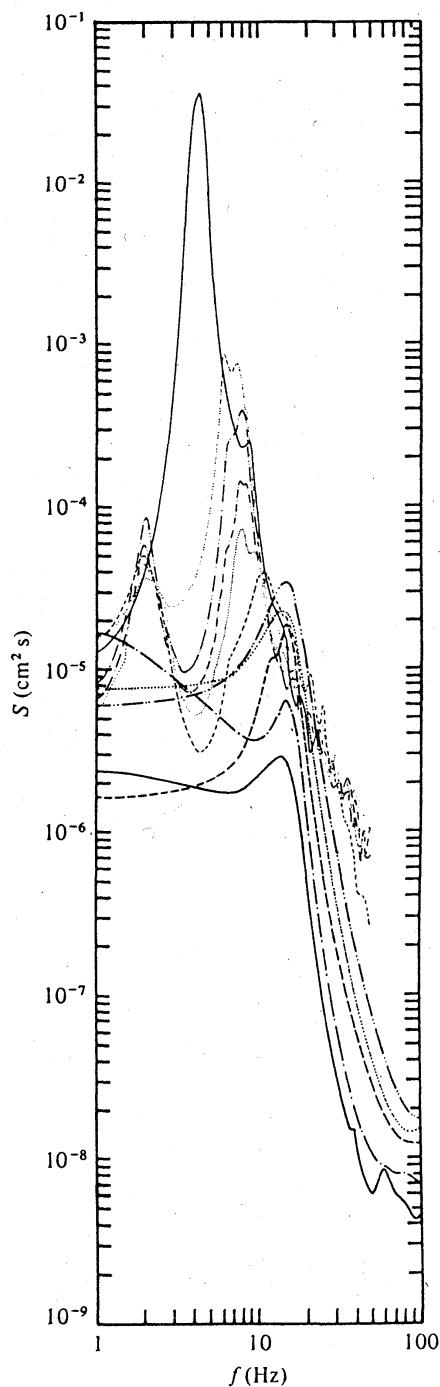


図1. 静止水面における初期波から風波への遷移過程を示すスペクトルの時間変化。代表風速 5.1 m/s で風の吹き始めから 8 s ~ 74 s の間の変化。(文献 8)

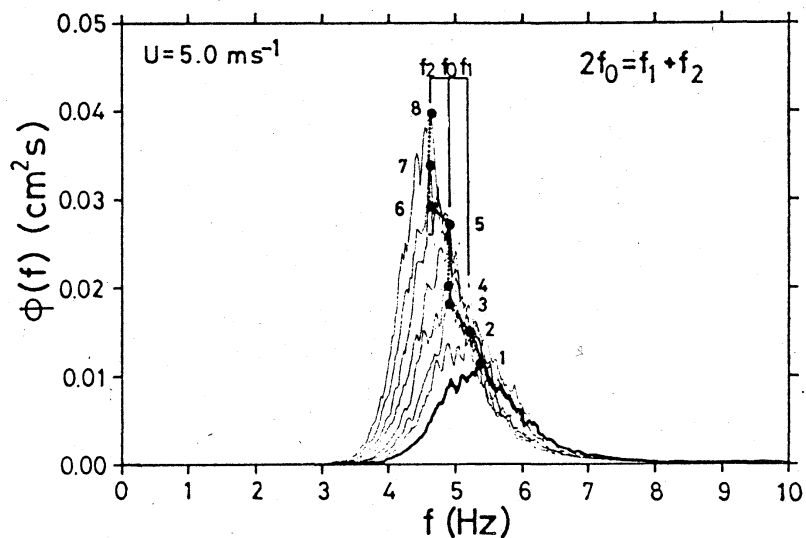


図2. 吹走距離方向の風波の発達過程におけるスペクトルピークの多重モード構造。代表風速 5.0 m/s、吹走距離 5.8 ~ 7.6 m。(文献 9)

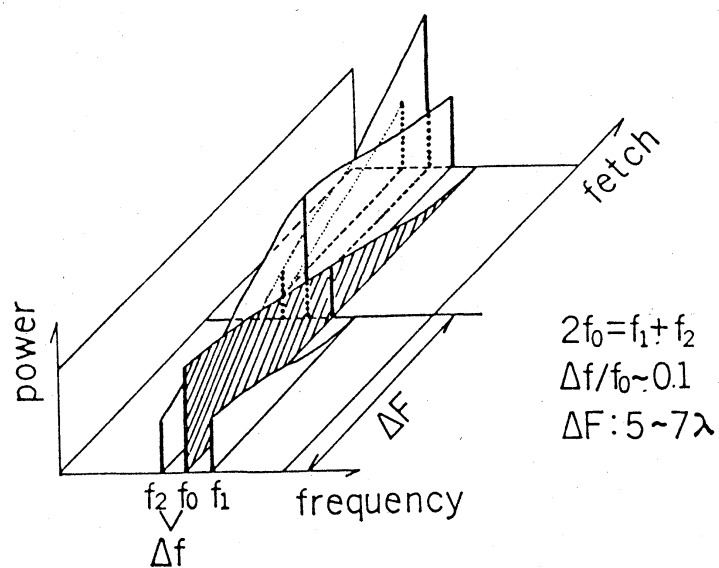


図3. 図2の多重モードのスペクトルピークが互いに入れかわって小さい周波数の波へと風波が発達していく状況を模式的に示したもの。(文献 9)

なお、この波群は Benjamin and Feir¹⁰⁾ の変調不安定と似ているが、不規則で、振幅と波長の変調が同位相である等の点で理論と異なっている。¹¹⁾

(ii) 初期過程および風の弱いときの風波の3次元不安定

前節の2次元的な初期波から3次元的で不規則な風波に移行する過程で、菱形の構造が現れる。図4は Kawai⁸⁾ の写真よりその状況を示す。このときは代表風速 6.3 m/s の風が吹き始めて 7.2 s (左) および 7.8 s (右) の状況であるが、もっときれいな構造は、図5に見られる¹²⁾。この場合は代表風速が 3.6 m/s で弱く、吹走距離約 10 m で定常になった状況を示している。図6は光学的に求めた2次元波数スペクトルのピーク的位置から求めた菱形の波の形の平均的なスケールを表している。

この波のパターンは McLean¹³⁾ の有限振幅深水波の3次元不安定と似ているが、この理論では波高と波長の比で定義した波形勾配が 0.09 以上で起こるが、この実験の場合この値は 0.03 であった。また風の方角のパターンの進行速度は 32.9 cm/s で、重力波の位相速度 22.9 cm/s よりかなり速い。これは空気と水の2層粘性せん断流をとり入れて McLean の理論を修正すれば解けるかと思われるが、興味ある方に試み

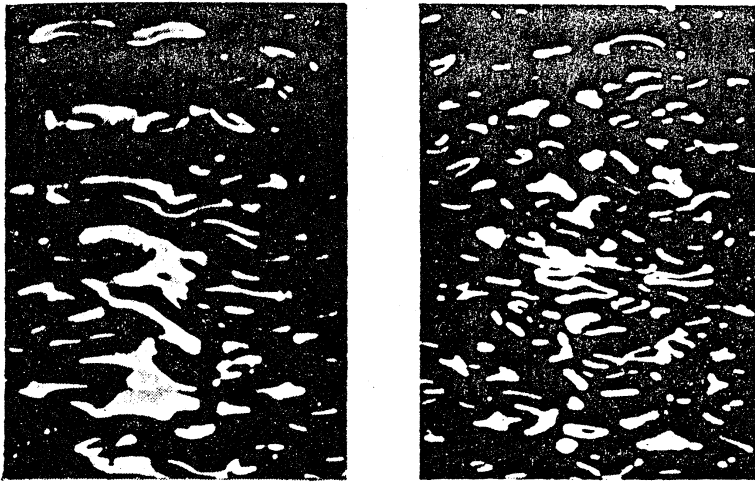


図4．初期波から風波に移行する過程で現れる菱形構造。代表風速 6.3 m/s、吹き始めから 7.2 s (左) および 7.8 s (右) の状況。風は下から上へ吹いている。(文献8)

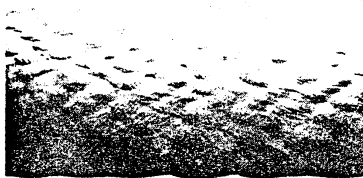
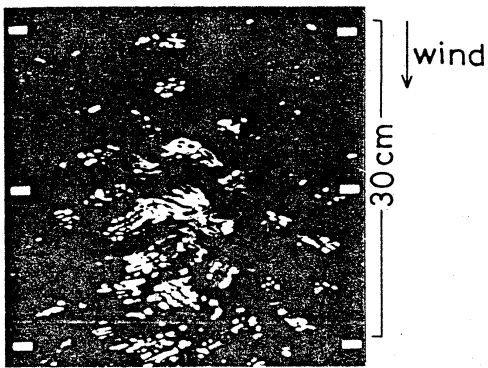


図5．風が弱いときの風波の菱形構造。代表風速 3.6 m/s、吹走距離 10 m、状況は定常になっている。(文献12)

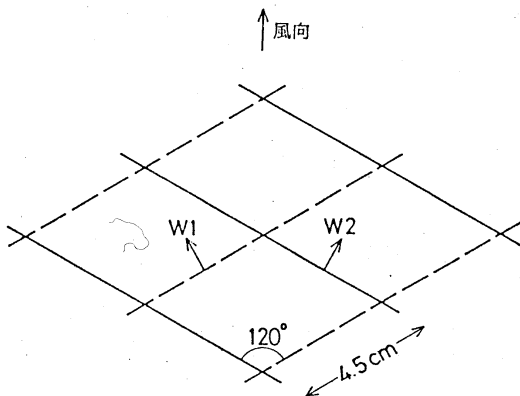


図6．図5の菱形の波構造の平均的スケール。

ていただきたいと思います。

(iii) 風を媒介とした波の速い相互作用¹⁾

波起こし機で起こした規則波の上に風をかけたとき、吹走距離方向に見て、風波が小さい間は風波は規則波とほとんど独立に成長し、風波のピーク周波数が規則波の周波数の2倍を越えるころから、風波はエネルギーを失って、規則波がどんどん発達し始める。¹⁴⁾ (ある程度発達すると崩れて規則波自体が風波となって発達する。) この現象も理論的には未解明である。

図7に海の風波のスペクトルを角周波数 σ の -4 乗で規格化したものの時系列を示す。スペクトルピーク(図の左肩)より高周波側は、こまかい変動をなしつつ、そのレベルが風の変動に数分遅れて追随している。スペクトル・ピークの付近は、図8に見られるように、数分のタイムスケールで風が強くなりつつあるとき(Δ)と弱くないつつあるとき(∇)とで形が変化し、高周波側ときわめて速くエネルギーのやり取りをしているようである。¹⁵⁾

これら風を媒介とした波の速い相互作用には、波による水面の局所的な起伏によって作られる局所的な構造をもった流れと、それによる乱れの存在が重要な働きをしているに違い

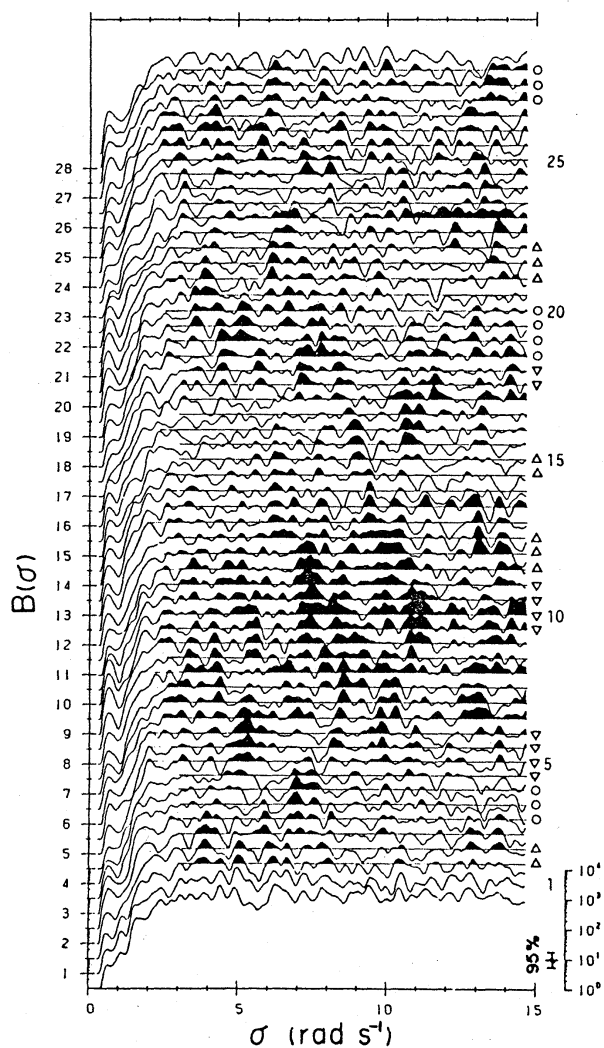
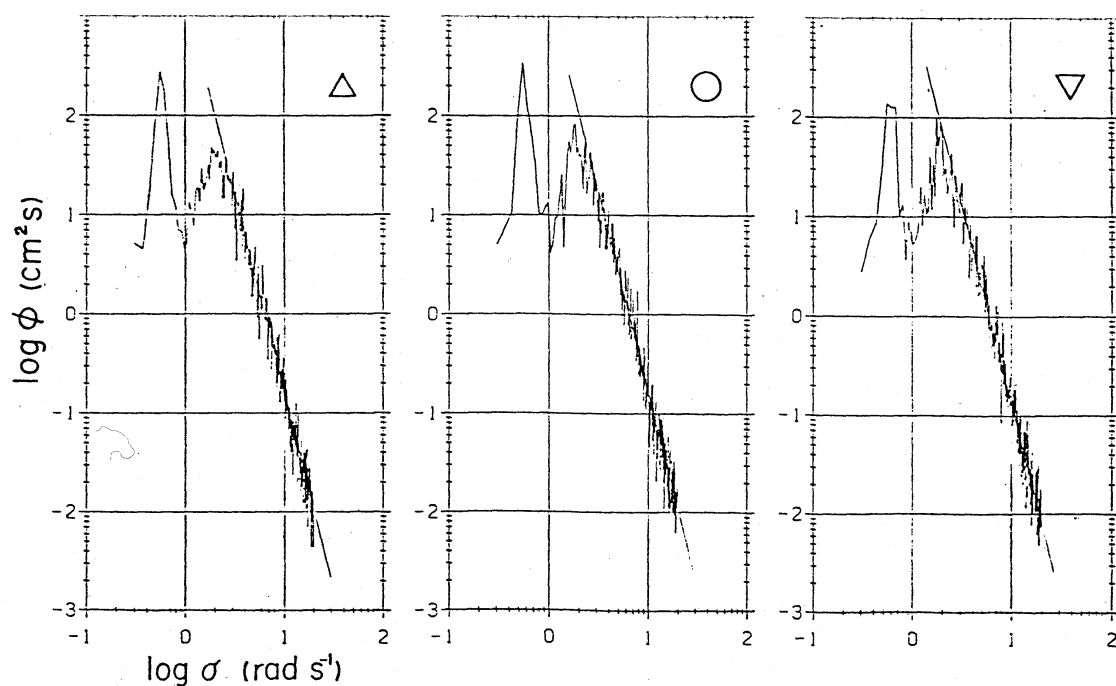


図7. 海の風波のスペクトルを $\bar{\alpha}_s g u \cdot \sigma^{-4}$ で規格したもの
の時系列。(α_s は $g u \cdot \sigma^{-4}$ 形
スペクトルの係数。) (文献
15)

図8. 図7のもとのスペクトルを、数分スケールで風 (u_*)
が強まりつつあるとき (Δ)、
中間 (\bigcirc)、弱まりつつある
とき (∇) で条件サンプリングして平均したもの。(文献
15)



ない。⁴⁾

3. Fluctuating roughness

気象・海洋学では、風の海面応力 τ をパラメータ化することが、今も重要な課題である。通常は $\tau = \rho C_D U_{10}^2$ とおいて（ここに ρ は空気の密度、 U_{10} は10 m 高度の風速、 C_D が摩擦係数）、 C_D を経験的に決めるのであるが、データは状況により非常にばらついている。 C_D は中立成層では、風速分布の対数法則における粗度パラメータ z_0 と、 $C_D = \kappa^2 [1 \ln z_{10}/z_0]^{-2}$ によって1対1に対応する（ κ はカルマン定数、 z_{10} は 10m）。そこで C_D のかわりに z_0 を用い、重力加速度 g と空気の摩擦速度 u_* で無次元化した gz_0/u_*^2 を、波の位相速度を C_p としたときの波令 C_p/u_* （または σ_p を風波のピーク角周波数として $g/\sigma_p u_*$ ）の関数として表現する試みが以前からあった。近年も、古い Charnock の公式¹⁶⁾

$gz_0/u_*^2 = \beta$ ($\beta = 0.0185$ 等) に対して、Toba-Koga の式

¹¹⁾ $z_0/u_*^2 = \gamma (\sigma_p u_*/g)^{-1}$ ($\gamma = 0.025$)、Masuda & Kusaba の式 18) $gz_0/u_*^2 = \varepsilon (\sigma_p u_*/g)$ などと不一致があった。

いろいろな実験データを集めてみると図9のように、風波に対しては Charnock の式と Toba-Koga の式には含まれた3角形の範囲に点が存在する。しかも個々のシリーズのデータ

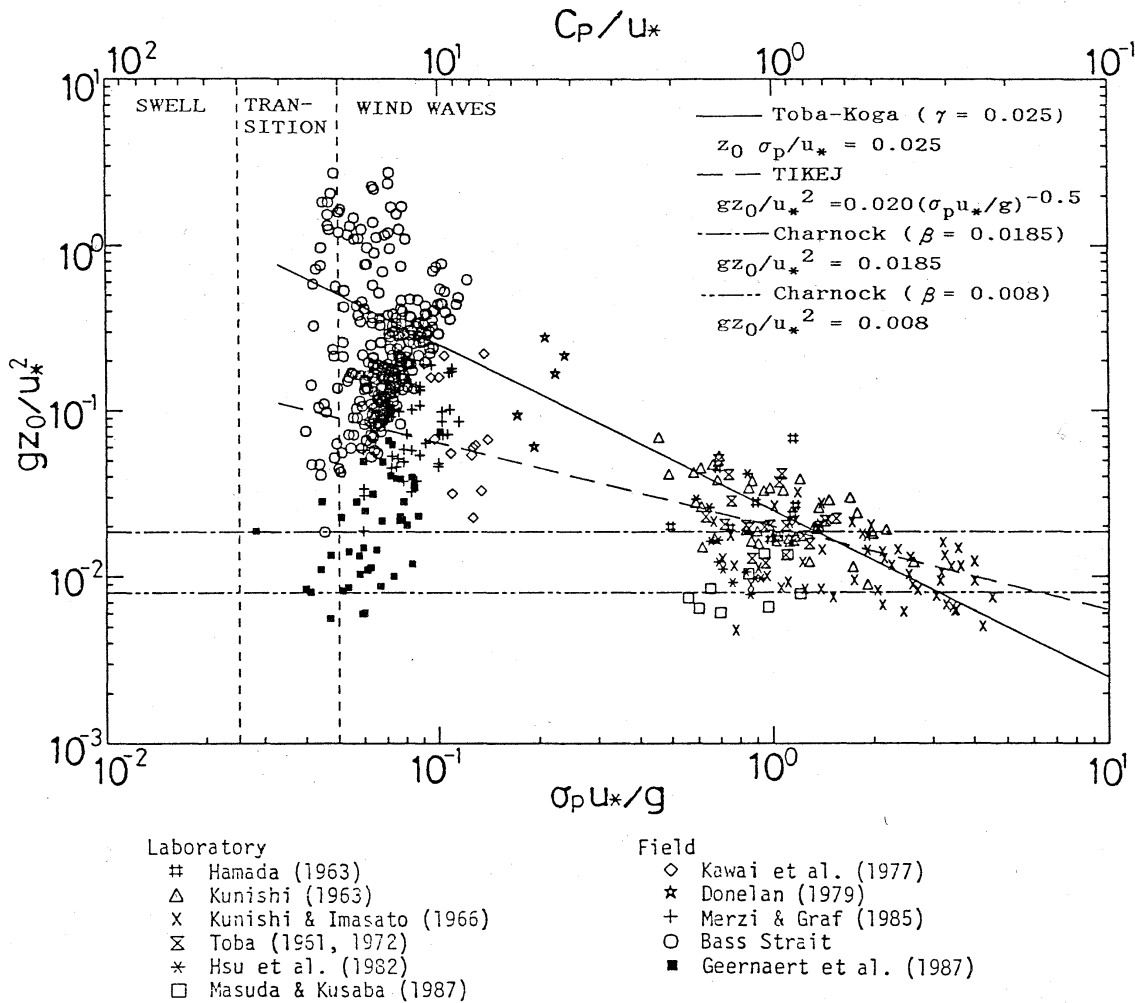


図9. 波令 (C_p/u_*) または $\sigma_p u_*/g$ の関数としての無次元粗度パラメータ gz_0/u_*^2 の実測値のデータセット。(文献1)

では Toba-Koga の線に直角な方向に振動する傾向がある。それはなぜであろうかということを追求したところ、これは新しい発見と思われるが、 U_{10} 、 $u_* (= \sqrt{\tau/\rho})$ 、 C_D または z_0 、および風波のスペクトルが、連動して不規則な振動をしていることがわかった。

図10がそれを示す。これは図7、図8と同じく京大白浜海洋観測塔での30分の時系列データで、上の4つは、4高度

の風速の 3分移動平均値から求めたものである。一番下の $\hat{\alpha}_s$ は、 σ_p より高周波側の $\alpha_s g u_*^{-4}$ 型スペクトルのレベル α_s の平均値 $\overline{\alpha}_s$ で規格化した時々刻々の α_s 、すなわち $\hat{\alpha}_s = \alpha_s / \overline{\alpha}_s$ で、「飽和比」と名付けたものである。

この時系列を図 9 の形の図にプロットしたのが図 11 で、先の Toba-Koga の式の直角方向に近く点が動くのは、この風と風の応力と波の場とが連動して変動する "fluctuating roughness" によると思われる。

図 10 だけなら、この変動が風速分布から U_{10} と u_* 、 C_D 、 z_0 を求めるときの誤差の表れであるという疑いがありうる。しかし、それだけではないことの証拠が、風の測定とは全く独立の波のスペクトルの変動の図 8 にある。

4. 結語

風と風波との強い結合は、どうやら風と風の応力（すなわち大気境界層それ自体）と風波のスペクトル構造との全てを巻き込んだ、不規則な振動現象を起こしているように思われる。このうち風波の高周波側のエネルギーが、そのレベル自体の変動より速い時間スケールでいつも統計的には σ^{-4} 型に保たれているのは、風を媒介としているためかそうでないかはわからないがとにかく速い波の相互作用による。このレベ

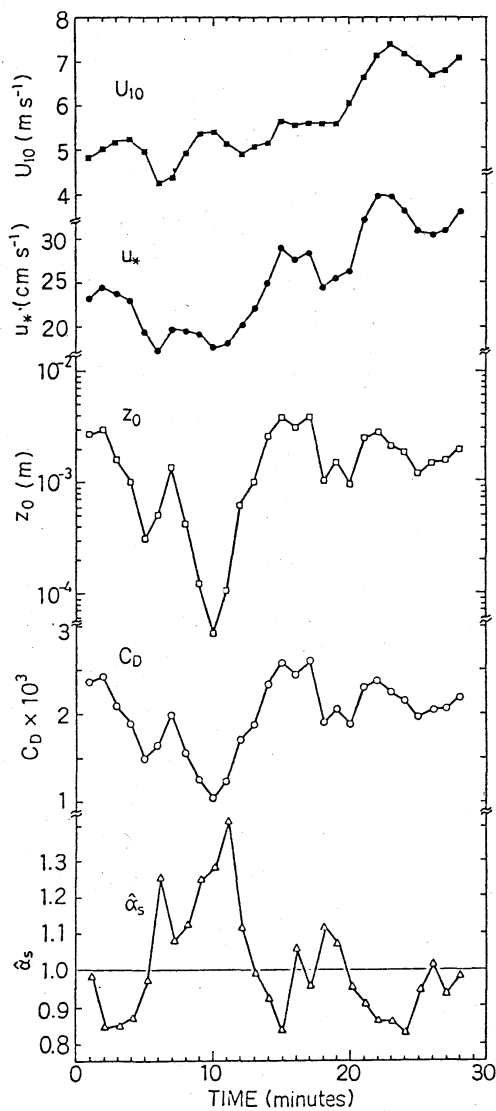
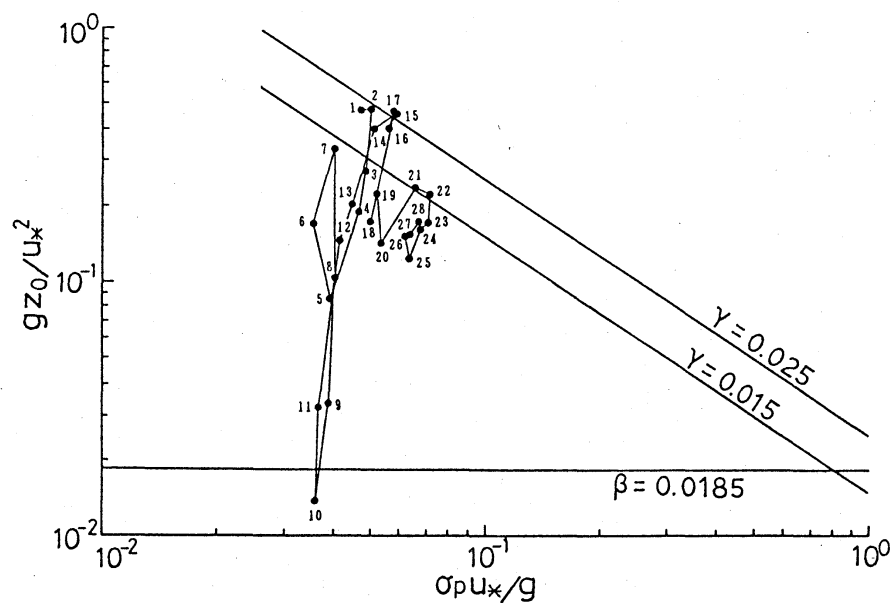


図10. 風 U_{10} と風の応力 (u_*)、 C_D 、 z_0 および波のスペクトルの飽和比 (本文参照) の連動した不規則振動を表す時系列の例。(文献1)

図11. 図10より、 u_* と z_0 の変化を図9の形の図にプロットしたもの。この場合 σ_p は大して変化していないので一定値を用いた。(文献1)



ルと、 σ_p 付近の波のエネルギーの変動との連動は、恐らく風を媒介としているはずである。風を媒介とする際に、 u_* 、 z_0 の変動と結びついており、それは大気境界層の変動であるから U_{10} の変動となって表れている。どれが鶏でどれが卵かわからないが、こういったところが、いま私が頭の中で描いているシナリオである。

文献

- 1) Toba, Y. and N. Ebuchi (1991): Multiple regimes in wave dependent wind stress ---A working hypothesis --- . Atmosphere-Ocean, Special issue dedicated to R.W. Stewart. To be published.
- 2) Toba, Y. (1985): in "Recent Studies on Turbulent Phenomena", edited by T. Tatsumi, H. Maruo and H. Takami, Assoc. for Sci. Doc. Inform., Tokyo, 277-296.
- 3) 鳥羽良明 (1986): 巽友正編「乱流現象の科学」605-625。
- 4) 鳥羽良明 (1987): ながれ 6、103-115。
- 5) Ebuchi, N., H. Kawamura and Y. Toba (1987): Boundary-Layer Meteor. 39, 133-151.
- 6) Kawamura, H. and Y. Toba (1988): J. Fluid Mech.,

197, 105-138.

- 7) Yoshikawa, I., H. Kawamura, K. Okuda and Y. Toba
(1988): J. Oceanogr. Soc. Japan, **44**, 143-156.
- 8) Kawai (1979): J. Fluid Mech., **93**, 661-703.
- 9) Hatori, M. (1984): J. Oceanogr. Soc. Japan, **40**, 12-18.
- 10) Benjamin, T.B. and J.E. Feir (1967): J. Fluid Mech., **27**, 417-430.
- 11) Hatori, M. and Y. Toba (1983): J. Fluid Mech., **130**, 397-409.
- 12) Ebuchi, N., H. Kawamura and Y. Toba (1987):
Boundary-Layer Meteor., **39**, 133-151.
- 13) McLean, J.W. (1982): J. Fluid Mech., **114**, 315-330.
- 14) Toba, Y., M. Hatori, Y. Imai and M. Tokuda (1986):
in "Wave Dynamics and Radio Probing of the Ocean Surface", edited by O.M. Phillips and K. Hasselmann, Plenum, 117-127.
- 15) Toba, Y., K. Okada and I.S.F. Jones (1988): J. Phys. Oceanogr. **18**, 1231-1241.
- 16) Charnock, H. (1955): Quart. J. Roy. Meteor. Soc., **81**, 639-640.

- 17) Toba, Y. and M. Koga (1986): in "Oceanic Whitecaps
their Roll in Air-Sea Exchange Processes", edited by
E.C. Monahan and G. Mac Niocaill, D. Reidel Pub.
Co., 37-47.
- 18) Masuda, A. and T. Kusaba (1987): J. Oceanogr. Soc.
Japan, 43, 28-36.